次に，磁性体（に限らないが）の秩序変数に共役な外場としてランダム磁場をかけた場合を考える。このとき相転移は消失し，長距離秩序状態が破壊されることは"ランダム磁場効果"としてこの１〜２年実験理論ともに活発な議論を呼んでいる。このランダム磁場は，希釈反強磁性体のスピン軸方向に一様な静磁場をかけることによって得られる。ランダム磁場によって最距離秩序は破壊され，マイクロドメイン状態に移行するが，平衡状態でのドメインサイズは磁場を強くすればするほど小さくなることは中性子散乱によって確かめられている[3]。反強磁性秩序が破壊されマイクロドメイン状態に移行したことは，remnant磁化（強磁性磁化）が生じることに現れる。希釈反強磁性体に一様な磁場をかけた後，この強磁性磁化があらわれ時間と共に増大する（マクロなタイムスケールで）ことは２次元 $Rb_2Co_cMg_{1-c}F_4$[4]，３次元 $Mn_cZn_{1-c}F_2$[5] で実際に観測されている。つまり，２次元また３次元秩序の破壊過程が観測されたことになるが，今後中性子散乱による磁気散乱の形状の時間変化の詳しい実験を計画している。

文　献

1) K. Kawasaki and T. Nagai: Physica **121A** (1983) 175, T. Nagai and K. Kawasaki: Physica **120A** (1983) 587.
2) H. Ikeda: J. Phys. Soc. Jpn. **52** (1983) S33 and J. Phys. C **16** (1983) 3563.
3) R. J. Birgeneau et al: Phys. Rev. **B28** (1983) 1438.
4) H. Ikeda: J. Phys. C **16** (1983) L1033.
5) H. Ikeda and K. Kikuta: J. Phys. C in press.

一次元磁化反転過程のダイナミックス

京大・基研　関　本　　謙

標題の問題を特にドメインのサイズ分布函数の時間発転に着目して調べた結果，いくつかの知見を得たので報告する。

モデル（ミクロなモデルとの関係づけは省いて実際考察したモデルについて述べる）：１次元磁性体の各点の磁化が $\pm M_0$ の何れかの値をとる。時刻 $t>0$ では外磁場（一定）が加わって系は $-M_0$ の均一磁化状態へと緩和する。緩和は次の３つの過程の複合からなる。① $+M_0$ ドメ

インに核生成率 $R(\mathrm{cm}^{-1}\mathrm{sec}^{-1})$ で $-M_0$ の無限小核が生じる。②生じた核は両側に伸展し，その先端（磁壁）の移動速度は $|\vec{\mathbf{v}}|=\mathrm{v}(\mathrm{cm\ sec}^{-1})$ とする。③ $+M_0$ ドメインの両端の磁壁が接近し接触した時点で $+M_0$ ドメインは消えて両側にあった $-M_0$ ドメインが１つに合体する。

未反転（ $+M_0$ ）ドメインのサイズ分布：サイズが $x\sim x+\mathrm{d}x$ の $+M_0$ ドメインの個数を系の単位長さあたり $f(x,t)\,\mathrm{d}x$ と定義する。f の従うべき〝ボルツマン方程式〟は，

$$(\partial_t-2v\partial_x+Rx)f(x,t)=2R\int_x^{\infty}\mathrm{d}u\,f(u,t) \tag{1}$$

となる。このグリーン函数は $G_a(x,0)=\delta(x-a)$ として

$$G_a(x,t)=\mathrm{e}^{-Rxt-Rvt^2}\{\delta(x+vt-a)$$
$$+\theta(a-x-2vt)[R^2t^2(a-x-2vt)+2Rt]\} \tag{2}$$

となり，これより特解

$$f(x,t)=R^2t^2\mathrm{e}^{-Rxt-Rvt^2} \tag{3}$$

が求まる。これは $t=0$ に系が $+M_0$ の均一磁化状態にあったときの解で(2) $\dfrac{1}{aR}\ll t\ll\dfrac{a}{v}$ での漸近解でもある。(1)よりドメインの個数 $N(t)$，$+M_0$ ドメインの延長の割合 $q(t)$ は

$$\dot{N}(t)=Rq(t)-2vf(0,t) \tag{4}$$

$$\dot{q}(t)=-2vN(t) \tag{5}$$

の関係に従う。ここで $2vf(0,t)$ は③の合体の頻度を表わす。特に(3)の場合次のようになる。

$$2vf(0,t)/N(t)\quad\propto t. \tag{6}$$

反転（ $-M_0$ ）ドメインのサイズ分布：上と同様に $-M_0$ ドメインのサイズ分布函数を $g(x,t)$ と定義する。ドメインサイズの空間相関はないとすると，〝ボルツマン方程式〟は，

$$\{\partial_t+2v\partial_x+4vf(0,t)[N(t)]^{-1}\}g(x,t)$$
$$=2vf(0,t)[N(t)]^{-2}\int_0^x\mathrm{d}u\,g(u,t)\,g(x-u,t)+Rq(t)\delta(x-0^+) \tag{7}$$

となる。一般の初期値問題は解けていないが(3)の場合，次のようになる。（ x,t の単位を夫

々 $v^{1/2}R^{-1/2}$，$v^{-1/2}R^{-1/2}$でスケールして表わす。）

$$\int_0^\infty \mathrm{d}x\,\mathrm{e}^{-px} g(x,t)$$

$$= (p+t)\mathrm{e}^{-t^2} - p\mathrm{e}^{2pt}\left[1+2p\int_0^t \mathrm{d}s\ \mathrm{e}^{2ps+s^2}\right]^{-1} \tag{8}$$

この式のラプラス逆変換を考察する事により

(i)　$t \gg 1$，　$x \ll 1$ では

$$g(x,t) \simeq \frac{1}{2}\exp(-xt-t^2) \tag{9}$$

(ii)　$t \gg 1$，$x \gg 1$　では

$$g(x,t) \simeq \frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}p^*}{\mathrm{d}t}\exp(-|p^*(t)|x-t^2) \tag{10}$$

ここに，$p^*(t)$は(8)の〔・〕の中の根の１つでおおよそ $p^*(t) \sim -t\exp(-t^2)$ である。ドメインの個数や磁化の値を決めるのは殆んど，(10)に従う大きなドメインで，合体（③）の繰り返しの結果，平均サイズは～$|p^*(t)|^{-1}$で急激に大きくなる。

Scattering function：オーダーパラメター（局所磁化）の空間フーリエ変換 $M_k(t)$（k は波数）により Scattening function は

$$S_k(t) = |M_k(t)|^2 \tag{11}$$

で定義される。磁化を（空間平均）＋（揺ぎ）と分離した形で(11)に代入し，揺ぎの空間相関を無視する（RPA）と，結果は前述の $f(x,t)$，$g(x,t)$及び平均磁化 $M(t) \equiv M_0[2q(t)-1]$ で表わせて

$$S_k(t) = (\text{Bragg 散乱：} k=0) + (+M_0\ \text{ドメインの寄与})$$

$$+(-M_0\ \text{ドメインの寄与}) \tag{12}$$

の形になる。$t \gg 1$ では第１項の δ－function の裾に$-M_0$ドメインによる非常に狭い Lorentz 型の tail（幅～$t\mathrm{e}^{-t^2}$），そのまた裾に$+M_0$ドメインによる広い Lorentz 型 tail（幅～t）があることがわかる。

生成核（①）のサイズが有限の場合を含め，詳細は近く Physica A に載る予定である。高次元での同様の問題は磁壁の曲率やトポロジーもからんでより複雑かつ興味深い問題である。

討論していただいた方々に感謝します。